

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Studio della funzione di risoluzione
dell'esperimento n_TOF e
conversione del tempo di volo in
energia

Relatore:

Dott. Cristian Massimi

Presentata da:

Devis Comandini

Correlatori:

Prof. Gianni Vannini

Dott. Sergio Lo Meo

Anno Accademico 2015/2016

Abstract

La tesi ha come scopo principale quello di studiare la funzione di risoluzione e le distribuzioni della distanza equivalente λ attraverso i risultati ottenuti dal lavoro del gruppo n_TOF al CERN di Ginevra. n_TOF utilizza un fascio di protoni accelerato dal ProtoSincrotrone (PS) del CERN per crearne due di neutroni (uno verticale e uno orizzontale) tramite *spallazione*.

Dopo aver spiegato la tecnica del *tempo di volo* (TOF) e descritto il *set up* sperimentale presente al CERN, si esporranno le simulazioni Monte Carlo utilizzate per simulare la produzione dei fasci di neutroni, analizzando nel dettaglio quello diretto verso la prima sala sperimentale.

Nella parte finale del lavoro verranno riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni; verrà prestata particolare attenzione al confronto tra le conclusioni ottenute da tre gruppi di lavoro differenti nonché ad una trattazione statistica delle misure effettuate.

Si mostrerà inoltre in che modo lo studio effettuato sia importante nella determinazione delle sezioni d'urto nelle reazioni indotte da neutroni.

Indice

Introduzione	1
1 Facility per tempo di volo	3
1.1 Interazioni dei neutroni	3
1.2 Sezioni d'urto e risonanze	4
1.3 <i>Facility</i> per <i>tempo-di-volo</i>	5
1.4 La <i>facility</i> n_TOF	6
1.5 Tecnica TOF	8
2 Risposta dello spettrometro tramite simulazioni Monte Carlo	11
2.1 Funzione di risoluzione	11
2.2 Simulazioni Monte Carlo	13
2.2.1 Considerazioni generali	13
2.2.2 Simulazione della sorgente di neutroni di n_TOF . . .	14
2.2.3 Confronto di codici utilizzati	16
2.3 Conversione t_{mod} -Energia	16
3 Analisi dei risultati delle simulazioni	19
3.1 Resampling	19
3.2 Utilizzo e confronto della distanza equivalente	21
3.3 Confronti statistici	24
Conclusione	27
Bibliografia	29

Introduzione

Lo studio dei neutroni e delle reazioni da essi indotte è di grande interesse per diversi ambiti come l'astrofisica nucleare (per approfondire, vedi [1]), la nucleosintesi degli elementi, la produzione di energia con acceleratori, la trasmutazione di scorie nucleari, la fisica nucleare di base e la ricerca di proprietà statistiche dei nuclei.

Per questi scopi è necessario poter realizzare studi approfonditi e ad alta risoluzione dei parametri fondamentali che caratterizzano le reazioni nucleari, come le sezioni d'urto e le risonanze. Molte di queste misure vengono effettuate presso *facilities* di neutroni presenti in tutto il mondo, tra le quali anche n_TOF (neutrons Time Of Flight) al CERN di Ginevra, progetto sarà oggetto di studio in questa tesi. In particolare, il suddetto esperimento utilizza, per la misura dell'energia dei neutroni, una particolare tecnica detta del *tempo di volo* (TOF). Questo metodo permette di avere un'elevata risoluzione energetica nonché un ampio spettro energetico. La stessa procedura può essere effettuata attraverso simulazioni Monte Carlo (MC), che è il metodo a fondamento di questo lavoro.

Nel primo capitolo si introdurranno le principali reazioni indotte dai neutroni di interesse astrofisico-nucleare; successivamente verrà esposta la tecnica di misura TOF, ponendo particolare attenzione alla descrizione della *facility* n_TOF. Nel secondo capitolo verrà introdotta la funzione di risoluzione, una distribuzione fondamentale nello studio delle reazioni indotte dai neutroni. Oggetto di questa tesi sarà appunto una quantità direttamente legata a questa distribuzione: la distanza equivalente λ . Si terrà poi in particolare considerazione la descrizione delle simulazioni Monte Carlo utilizzate, descrivendo i vari codici disponibili e il modo in cui avviene la simulazione di

tutte le parti che compongono il *set up* sperimentale. Nel terzo capitolo verranno riportati i risultati ottenuti dalle simulazioni dell'esperimento; si porrà particolare attenzione al processo di *resampling* e all'utilizzo che viene fatto della distanza equivalente λ . Infine verranno riportati degli studi statistici sulle distribuzioni di λ ottenuti da tre diverse collaborazioni.

Capitolo 1

Facility per tempo di volo

1.1 Interazioni dei neutroni

Il neutrone non possiede carica elettrica, pertanto interagisce principalmente coi nuclei attraverso la forza forte. A causa del corto *range* dell'interazione, queste reazioni avvengono se i neutroni passano entro un raggio di circa 10^{-13} cm e sono fortemente dipendenti dall'energia dei neutroni incidenti. Tra queste abbiamo:

1. *Diffusione elastica* dai nuclei, $X(n,n)X$. In questa reazione nucleare il neutrone interagisce con un nucleo, cedendo parte della sua energia cinetica. È la reazione utilizzata per rallentare i neutroni.
2. *Scattering anelastico*, $X(n,n'\gamma)X$. In questa reazione, il nucleo passa in uno stato eccitato e può decadere successivamente con emissioni di raggi γ , con energia pari alla differenza di energia tra lo stato eccitato e lo stato fondamentale. Affinchè questo possa accadere, il neutrone deve avere energia sufficiente da popolare il primo stato eccitato, dell'ordine del keV o superiore, in base al nucleo considerato.
3. *Cattura neutronica*. In questo caso un nucleo cattura un neutrone e si forma uno stato eccitato dell'isotopo più pesante, che decade allo stato fondamentale emettendo una cascata elettromagnetica. In generale la sezione d'urto per la cattura neutronica va approssimativamente co-

me $1/v$, dove v rappresenta la velocità del neutrone. L'assorbimento avviene quindi in maggior misura a basse energie. In base all'elemento, inoltre, si possono avere picchi di risonanza sovrapposti a questo andamento.

4. *Fissione*, $X(n,f)$. Per gli isotopi fissili la reazione si verifica con maggiore probabilità ad energie termiche. Nel caso degli attinidi non fissili, la fissione può essere indotta da neutroni veloci.
5. Altre reazioni nucleari, come (n,p) , (n,d) , (n,α) , $(n,\alpha p)$, in cui il neutrone è catturato ed è emessa una particella carica. Queste reazioni, come la cattura radiativa, sono caratterizzate da una sezione d'urto che va come $1/v$ e che presenta delle risonanze.
6. *Produzione adronica*, che avviene per neutroni con alte energie superiori a 100 MeV. La *spallazione* diventa il processo dominante ad energie del GeV.

A causa della forte dipendenza delle interazioni dall'energia dei neutroni incidenti, si è soliti classificare i neutroni proprio in base ad essa; sono considerati neutroni ad alta energia quelli con energie maggiori di circa 100 MeV, mentre quelli tra le decine di MeV e qualche centinaio di keV sono definiti neutroni *veloci*. Tra i 100 keV e circa 0,1 eV sono detti *epitermici*, e in questo range avvengono tipicamente le reazioni nucleari di risonanza. Ad energie più basse, i neutroni sono detti *termici* o *lenti*.

1.2 Sezioni d'urto e risonanze

Nel caso di tutte le interazioni nucleari sopra citate, la quantità che si cerca di misurare con la maggior precisione è la sezione d'urto, che in prima analisi indica la probabilità che una certa reazione avvenga. Come già ricordato questa dipende dall'energia dei neutroni, dal tipo di interazione in esame e dai nuclei con cui i neutroni interagiscono.

Le sezioni d'urto delle reazioni indotte da neutroni misurate sperimentalmente, dopo una fase di "valutazione" basata sull'utilizzo di modelli di

reazioni nucleari e una fase di "processamento" basata su codici ad hoc, vengono scritte in un formato "leggibile" a codici di trasporto tipo Monte Carlo (MC) o deterministici. In particolari regioni energetiche, tipicamente fra 1 eV e 100 keV, le risonanze sono sperimentalmente individuabili e separate le une dalle altre. In tali regioni, dette regioni delle risonanze risolte (RRR), le sezioni d'urto sono parametrizzate attraverso il formalismo R-matrix[2] usando parametri di risonanza individuali; ogni risonanza è caratterizzata dall'energia E_R , l'ampiezza totale Γ , ampiezze di reazioni parziali Γ_n , Γ_γ , Γ_f , ecc., il momento angolare totale J , il momento angolare orbitale del sistema originale nucleo-neutrone l e lo spin s . Non esiste però nessuna teoria che può predire l'esistenza di risonanze e i parametri delle risonanze individuali. Questi possono solo essere estratti dall'analisi dei risultati di misure di sezioni d'urto. Ciò può essere fatto presso vari laboratori internazionali con opportune *facility* per la produzione di fasci di neutroni che sfruttano la tecnica TOF.

1.3 *Facility per tempo-di-volo*

Per studiare le strutture di risonanza delle sezioni d'urto delle reazioni indotte dai neutroni occorrono misure spettroscopiche dei neutroni con un'alta risoluzione energetica; queste possono essere effettuate utilizzando una sorgente di neutroni continua o un acceleratore con una produzione pulsata.

Per coprire un più ampio intervallo energetico con grande risoluzione è preferibile utilizzare quest'ultima sorgente, che è ottimizzata per l'applicazione della tecnica TOF. Una sorgente pulsata di neutroni può essere prodotta utilizzando acceleratori basati su elettroni o protoni. Nel primo caso, elettroni ad alta energia vengono inviati contro bersagli di materiale con alto numero atomico così che gli elettroni, generando *Bremsstrahlung*, producono γ che inducono reazioni (γ, n) di fotoreazione.

Nel secondo caso, che è quello di interesse per questo lavoro di tesi, dei protoni vengono accelerati ad energie tali da poter produrre, interagendo con bersagli ad alto Z e N e di grandi dimensioni (es Piombo), neutroni tramite reazioni di *spallazione*.

Lo spettro energetico dei neutroni prodotti per *spallazione* o reazioni fotonucleari è centrato ad alte energie e quindi non è direttamente utilizzabile per la spettroscopia delle risonanze dei neutroni a basse energie. A questo scopo si utilizzano dei moderatori formati da materiali ricchi di idrogeno (generalmente acqua o acqua borata), al fine di ottenere reazioni di diffusione elastica per i neutroni e riuscire così ad aumentare la quantità di neutroni di bassa energia, ottenendo uno spettro che va dal termico alla regione ad alta energia.

Una volta ottenuto il fascio di neutroni desiderato, esso viaggia attraverso un tubo a vuoto verso la sala sperimentale, dove colpisce un bersaglio e vengono rivelati i prodotti delle reazioni indotte dai neutroni. Ovviamente, nel percorso di propagazione, sono presenti dei collimatori utilizzati per ottenere un fascio il più convergente possibile. Coprendo un ampio intervallo energetico, le reazioni che possono verificarsi sono molte: il *set up* sperimentale richiede quindi la presenza di rivelatori diversi, in base alla reazione che si vuole indagare.

Tramite la tecnica TOF si determina l'energia dei singoli neutroni dalla misura del tempo di volo, fissata la lunghezza di volo. In altre parole, si misura il tempo necessario ad un neutrone, una volta prodotto, a raggiungere la sala sperimentale. Esistono diverse *facilities* nel mondo utilizzate per questo scopo, le quali differiscono per caratteristiche come la lunghezza di volo e la durata dell'impulso primario (utilizzato per produrre i neutroni), che determinano in parte la risoluzione energetica; altri fattori importanti sono i materiali e la costruzione del target per la produzione di neutroni, nonché la realizzazione dell'assemblaggio di moderazione. Tra le *facility* più importanti vanno sicuramente ricordate *GELINA*[3] (*Belgio*), *ORELA*[4] e *LANSCE*[5] (*USA*), *n_TOF* (*CERN*)[6, 7, 8]; quest'ultima rappresenta l'oggetto di studio di questa tesi e sarà esaminata più in dettaglio.

1.4 La *facility* n_TOF

La *facility* n_TOF è stata progettata per ottenere un fascio di neutroni con spettro energetico dal termico al GeV utilizzando il ProtoSincrotrone (PS) del

CERN, che produce un fascio pulsato di protoni ad alta energia e frequenza di 0.4 Hz. Ogni pacchetto di protoni è composto da 7×10^{12} protoni di impulso di 20 GeV/c, i quali colpiscono un bersaglio cilindrico di Pb di 40 cm di lunghezza e 60 cm di diametro. Intorno al bersaglio è posto uno spessore di 1 cm di acqua che serve per il raffreddamento della struttura; lungo l'asse del cilindro in direzione EAR1 c'è un ulteriore spessore di 4 cm di acqua o acqua borata, utilizzato per la moderazione del fascio di neutroni, inizialmente di alta energia.

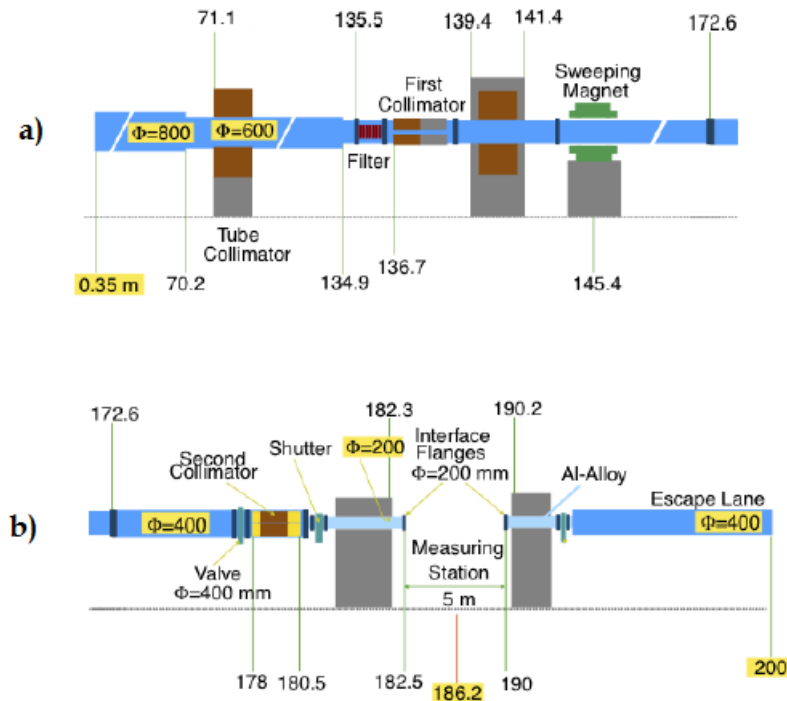


Figura 1.1: Layout del fascio di neutroni a n_TOF dal target di *spallazione* fino al *beam dump*.

La prima area sperimentale, EAR1, (come si può notare in Figura 1.1) è posta a 182.3 m dal bersaglio di *spallazione*. Due collimatori sono presenti nel percorso tra il bersaglio e l'area sperimentale per far collimare il fascio di neutroni. Il diametro del secondo collimatore, quello più vicino alla sala sperimentale, può essere regolato – in base alla reazione che si vuole analizzare – tra 18 mm e 80 mm, cambiando il collimatore stesso.

Sono disponibili diversi sistemi di rilevazione per studiare differenti tipi di reazione. Vengono utilizzati scintillatori liquidi e solidi per misurare i raggi γ derivanti dalla reazione (n, γ) , mentre rivelatori gassosi o allo stato solido sono utilizzati per reazioni con particelle cariche e reazioni di fissione. La combinazione di questi sistemi di rivelazione unita ad un completo sistema di acquisizione digitale ha permesso una misurazione accurata di un elevato numero di sezioni d'urto.

A partire dal 2014 è disponibile una seconda sala sperimentale, denominata EAR2, posizionata a 20 m sulla verticale del bersaglio di *spallazione*; il flusso di neutroni che giunge ad essa può essere fino a 25 volte superiore di quello di EAR1. Dal bersaglio parte il "*Neutron Tube*", con diametro interno di 32 cm, che si estende fino al cosiddetto *Beam Dump*; quest'ultimo è composto di Ferro, Polietilene Borato e Cadmio, per rallentare i neutroni veloci e catturare quelli lenti. Ci sono poi due collimatori, uno cilindrico di 1 m, posto a 10 m dal bersaglio, e uno conico, di 3 m e posto a 15.4 m dal centro del target.

1.5 Tecnica TOF

Come già osservato, la tecnica TOF[7] può essere applicata per determinare la velocità v di un neutrone a partire dal tempo t che impiega per percorrere una distanza L . Sperimentalmente si misura la differenza tra un segnale di stop e uno di start, indicati con T_S e T_0 . A n_TOF, ad esempio, il segnale di start è preso quando il fascio di protoni raggiunge il bersaglio di *spallazione*, mentre quello di stop quando vengono rivelati i prodotti di reazione. Il tempo di volo osservato T diventa quindi:

$$T = (T_S - T_0) + t_0, \quad (1.1)$$

dove t_0 rappresenta un tempo di *offset* dovuto principalmente alla lunghezza dei cavi e rappresenta il tempo (relativamente breve) in cui vengono prodotti i neutroni. Il meccanismo di *spallazione* genera, oltre al fascio di neutroni, anche raggi γ altamente energetici producendo il cosiddetto *γ -flash*, che può

essere quindi utilizzato per valutare l'istante t_0 . Il tempo T può essere messo in relazione con la velocità v attraverso:

$$v = \frac{L}{t} = \frac{L}{T - t_{mod}}, \quad (1.2)$$

dove con t_{mod} si indica il tempo di moderazione. L'energia cinetica del neutrone è data da

$$K = mc^2(\gamma - 1) \quad (1.3)$$

dove m rappresenta la massa a riposo del neutrone, γ il fattore di Lorentz e c la velocità della luce. La risoluzione energetica è correlata alla risoluzione nella velocità attraverso:

$$\frac{\Delta K}{K} = (\gamma + 1)\gamma \frac{\Delta v}{v}. \quad (1.4)$$

A basse velocità ($\gamma \approx 1$) la risoluzione energetica relativa è due volte la risoluzione relativa per la velocità, la quale può essere espressa in funzione della risoluzione nella lunghezza e nel tempo:

$$\frac{\Delta v}{v} = \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2}. \quad (1.5)$$

Per uno spettrometro per tempi di volo di neutroni è importante definire la funzione di risoluzione, che indica la probabilità che un neutrone con energia E venga rilevato con un tempo di volo t_m . Questo può essere considerato come la convoluzione di fattori indipendenti:

- durata finita del *burst* dell'acceleratore;
- risoluzione temporale del rivelatore ed elettronica;
- trasporto del neutrone nel bersaglio di *spallazione* e nel moderatore;
- trasporto del neutrone nel rivelatore.

Nel caso di fascio di neutroni moderato, come si usa alla *facility* n _TOF, l'allargamento temporale è dovuto principalmente al tempo di moderazione, la cui trattazione sarà ampiamente discussa nel capitolo 2.

Capitolo 2

Risposta dello spettrometro tramite simulazioni Monte Carlo

2.1 Funzione di risoluzione

La funzione di risoluzione descrive la distribuzione del *tempo di volo* misurato per i neutroni con una data energia cinetica. Diverse condizioni sperimentali come la durata dell'impulso primario (7ns nel caso di n _TOF), il tempo di moderazione e la risposta del rivelatore, fanno sì che il tempo di volo t e la lunghezza di volo L non siano dei valori costanti, una volta fissata K_n , ma piuttosto delle distribuzioni.

La convoluzione di queste distribuzioni è conosciuta come funzione di risoluzione $R_K(K_n)$, che può essere facilmente trasformata, utilizzando la conservazione della probabilità, in termini di distribuzioni di tempo o distanza equivalente:

$$R_K(K_n)dK_n = R_t(t)dt = R_L(L)dL \quad (2.1)$$

con i termini K_n , L , t legati dalla relazione $K_n = mc^2(\gamma - 1) \approx \alpha^2 \frac{L^2}{t^2}$, avendo fatto un'espansione in serie al prim'ordine con α costante.

La funzione di risoluzione può essere rappresentata anche in funzione della distanza equivalente $\lambda = vt_{mod}$, che non rappresenta la distanza per-

corsa dal neutrone all'interno del target di moderazione, ma è una semplice trasformazioni di variabili. Si preferisce effettuare questo cambio di variabile perchè, come si può notare in Figura 2.1, questa non ha una forte dipendenza dall'energia.

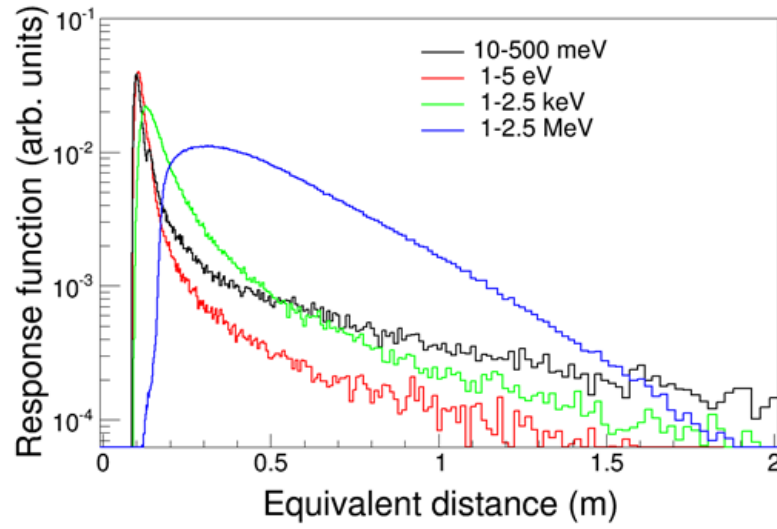


Figura 2.1: Distribuzione di probabilità della distanza equivalente L_t di un neutrone all'interno del sistema target-moderatore a n_TOF

Oltre che con simulazioni MC (che verranno spiegate in seguito), la funzione di risoluzione può essere determinata analiticamente. Sono stati proposti molti esempi di espressioni analitiche che rappresentano il trasporto dei neutroni nel sistema *target*-moderatore. Questi hanno tutti in comune due componenti: un decadimento esponenziale dovuto alla produzione primaria di neutroni nel bersaglio e una *distribuzione- χ^2* [9]. Per energie dei neutroni minori di 1 eV bisogna considerare un ulteriore termine che tiene conto della possibilità, per neutroni di bassa energia, di rimanere più tempo all'interno del target[10].

2.2 Simulazioni Monte Carlo

2.2.1 Considerazioni generali

Simulazioni MC per determinare la distribuzione di probabilità del tempo che i neutroni trascorrono all'interno del target e del moderatore sono state sviluppate alle *facilities* di ORELA, GELINA ed n _TOF. A quest'ultima, in particolare, vengono utilizzati due diversi codici di simulazione, al fine di poter confrontare risultati diversi: FLUKA[11] e GEANT4[12].

Il principale obiettivo di queste simulazioni è quello di indagare la distribuzione del tempo di moderazione t_{mod} e della distanza equivalente λ in funzione dell'energia dei neutroni.

Per una corretta simulazione dell'esperimento occorre, in entrambi i casi, realizzare nel codice, il più fedelmente possibile alla realtà, la geometria del sistema e i modelli fisici più appropriati; la differenza fra le due simulazioni è data quindi da questi due fattori, e verrà discussa nei paragrafi seguenti.

Una limitazione delle simulazioni MC è rappresentata dal tempo macchina utilizzato. Data la complessità della geometria e dei processi fisici in gioco, la simulazione di pochi eventi d'interazione tra il protone e il bersaglio necessita di un certo tempo. Nelle simulazioni che ho utilizzato 1000 protoni da 20 GeV/c impiegano all'incirca 6 – 7 ore. Per ottenere una statistica ragionevole di neutroni che arrivino in EAR1 non è pensabile basarsi unicamente sulla simulazione MC. Per questo, come verrà meglio spiegato successivamente (vedi paragrafo 3.1), occorre trovare un modo per poter generare nuovi eventi in modo consistente con l'esperimento.

I neutroni prodotti dall'interazione del fascio di protoni col target di *spallazione* sono seguiti e tracciati attraverso uno *scoring plane*. Al passaggio dei neutroni vengono quindi raccolti, per una successiva elaborazione, i dati necessari ossia l'energia K_n del neutrone, la posizione x, y, z nello *scoring plane*, il tempo di moderazione t_{mod} e i coseni direttori degli angoli rispetto agli assi del sistema di riferimento (t_x, t_y, t_z) . I neutroni vengono registrati se sono emessi entro un cono di 10° di apertura rispetto all'asse Z.

2.2.2 Simulazione della sorgente di neutroni di n_TOF

In questa analizzeremo in dettaglio la geometria della simulazione del target di *spallazione* implementata nel codice di GEANT4. La stessa situazione spaziale dei vari componenti e dei materiali è stata utilizzata nel codice FLUKA.

Il bersaglio (mostrato in Figura 2.2) può essere descritto come composto da tre parti posizionate lungo l'asse Z:

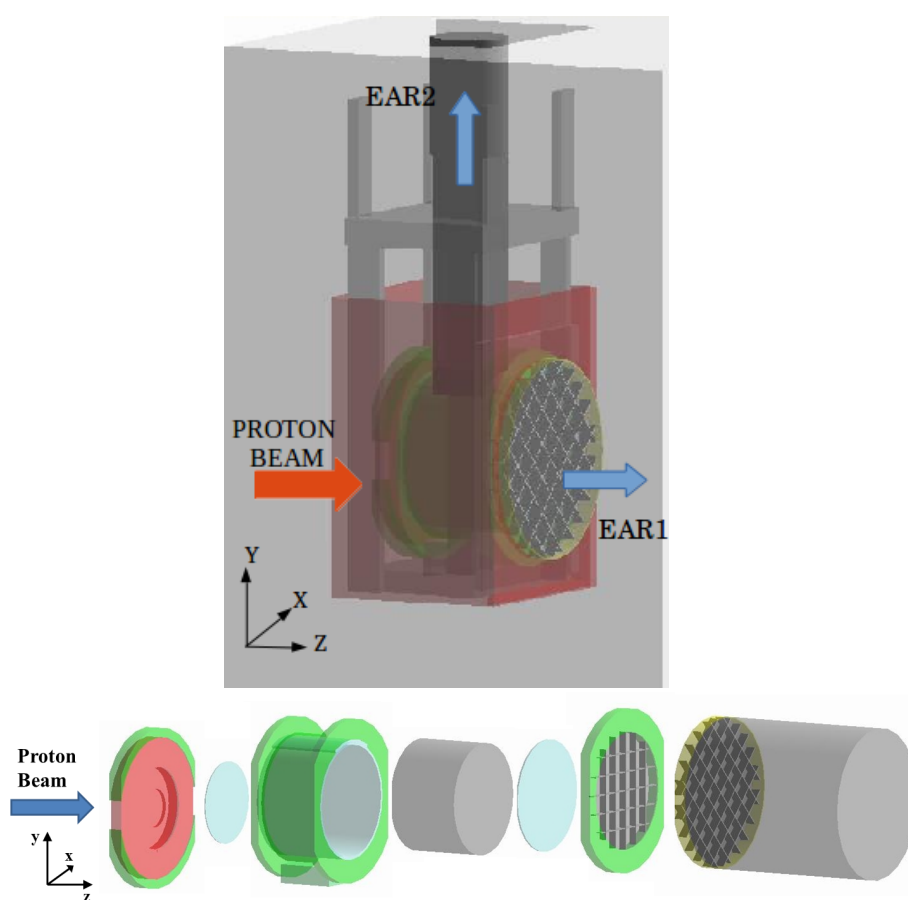


Figura 2.2: Vista del target di *spallazione* e dettaglio degli elementi implementati nel codice GEANT4

- FRONT: questa è la prima parte, che corrisponde all'area in cui i protoni incidono sul bersaglio.

- TARGET: è il bersaglio stesso in Pb, con impianto di raffreddamento di acqua in uno spessore di 1 cm. Un apertura sopra questa zona conduce alla sala sperimentale EAR2.
- END: è l'area in cui i neutroni sono moderati prima che entrino nel tubo a vuoto.

La geometria e i materiali implementati nella simulazione riproducono dettagliatamente quelli usati a n_TOF[8, 12].

Il FRONT è un cilindro costituito di una lega di alluminio (AW5083), fatta al 93.35% di Al, 4.5% di Mg e di altri 7 elementi. La parte principale (con raggi esterno ed interno di 35 cm e 20 cm e una lunghezza di 10 cm) contiene acqua usata per il raffreddamento.

La parte del TARGET è composta dalla zona di *spallazione*, in Pb, circondata da uno spessore di acqua, tutto all'interno del contenitore in lega di Al. Il blocco di Pb è un cilindro di 30 cm di raggio e 40 cm di lunghezza (composto da una lega col 99.974% di Pb). L'acqua attorno al volume di *spallazione* è spessa in media 1.4 cm; all'uscita del bersaglio, lungo l'asse e in direzione EAR1, è 3 cm. Nella parte inferiore del TARGET è presente una serie di guide di alluminio inserita nella regione dell'acqua, per forzare una circolazione costante dell'acqua attorno al cilindro di Pb.

Nella parte END vi è un ulteriore spessore di 4 cm di acqua borata, usata per moderare ulteriormente i neutroni emessi verso EAR1. L'acqua borata contiene il 4.2% in peso di H_3BO_3 . Il moderatore addizionale è inserito entro 2 fogli di AW5083 di 3 mm rinforzato da una griglia interna fatta da 10×10 cm² barre orizzontali e verticali di AW5083 di 0.55 cm di spessore.

Prima di entrare nel tubo a vuoto i neutroni devono superare un gap di 2.8 cm di aria e una finestra fatta di un foglio di 1.6 mm di AW5083 rinforzato da una griglia ruotata di 45° rispetto all'asse Z.

Lo *scoring plane* è posizionato a una distanza di 3 cm dall'ultima finestra lungo l'asse Z e i neutroni sono registrati se sono emessi entro un cono di 10 gradi di apertura.

2.2.3 Confronto di codici utilizzati

La versione 10.1 di GEANT4 offre una grande varietà di modelli per il trattamento dei processi fisici entro diversi *range* energetici. Le reazioni di *spallazione* sono descritte da un processo in due parti: cascata intra-nucleare e una seguente diseccitazione.

L'interazione inelastica di protoni ad alta energia può essere descritta da modello FTFP[13] di Fritiof.

Il modello di cascata Intra-nucleare INCL++[14] è stato usato per studiare gli *yields* di fissione di target sottili e diverse evidenze hanno mostrato che questo modello ha un grande potere predittivo per le reazioni di *spallazione*.

In GEANT4 in modello appena descritto è accoppiato di default col modello nativo di diseccitazione, *G4ExcitationHandler*. É inoltre possibile accoppiare INCL++ con una versione di ABLA[12], un altro modello per la diseccitazione.

Tutti questi modelli sono sostanzialmente implementati anche nel codice FLUKA. La principale differenza tra i due codici consiste nella trattazione delle reazioni indotte da neutroni con energie minori di 20 MeV, attraverso il modello *G4NeutronHP*: questo utilizza i dati delle sezioni d'urto standard tabulate nelle varie librerie.

Un'ulteriore differenza sta nella posizione dello *scoring plane*: tra le due posizioni vi è una differenza di 3.5 cm che, come vedremo successivamente, non modifica la forma delle distribuzioni ottenute ma le trasla solamente.

2.3 Conversione t_{mod} -Energia

Un esperimento a *tempo di volo* misura il tempo trascorso tra il momento in cui il fascio di protoni incide sul bersaglio di *spallazione* e quello in cui vengono rivelati i prodotti delle reazioni. Come si può vedere in Figura 2.3, bisogna tenere conto del t_{mod} per ottenere il *vero* tempo necessario al neutrone per raggiungere la sala sperimentale EAR1 dopo che questo viene creato all'interno del target di *spallazione*.

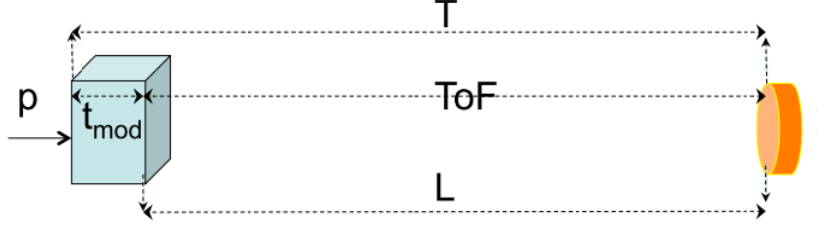


Figura 2.3: Schematizzazione di un esperimento a *tempo di volo*

Le simulazioni MC danno come risultato proprio la distribuzione del tempo di moderazione, che può essere quindi utilizzata per ricavare la distribuzione energetica. Come già evidenziato, risulta più conveniente passare attraverso la distanza equivalente λ in quanto la sua distribuzione dipende meno dall'energia.

Quando si effettua la conversione utilizzando la distanza equivalente λ bisogna però tenere conto della posizione dello *scoring plane*: la distanza tra quest'ultimo e la sala sperimentale (denotata con L), è una quantità fissa indipendente dall'energia, al contrario di λ che è una distribuzione dipendente dall'energia, come più volte sottolineato. La distribuzione ottenuta presenta comunque la stessa forma e lo stesso andamento: uno spostamento dello *scoring plane*, e quindi un cambiamento di L , provoca solamente una traslazione della stessa distribuzione.

Fatte queste premesse, la conversione *tempo di volo-Energia* può essere fatta attraverso i seguenti semplici passaggi (considerando l'energia del neutrone data da $K_n = \frac{1}{2}m(\frac{L}{T-t_{mod}})^2$):

$$v = \frac{L}{T - t_{mod}} \Rightarrow v \times (T - t_{mod}) = L \Rightarrow vT = L + \lambda \Rightarrow v = \frac{L + \lambda}{T}, \quad (2.2)$$

da cui si calcola l'energia del neutrone come

$$K_n = \frac{1}{2}m\left(\frac{L + \lambda}{T}\right)^2. \quad (2.3)$$

Un'eventuale applicazione dello stesso metodo ad una diversa geometria

comporta la variazione dei due termini $L \rightarrow L'$ e $\lambda \rightarrow \lambda'$; una volta ottenuto il valore della nuova distanza equivalente dalle simulazioni MC, si può dunque ri-effettuare la conversione utilizzando i nuovi parametri e la stessa equazione.

Da sottolineare il fatto che in questa esemplificazione abbiamo utilizzato la formula classica per l'energia anzichè quella relativistica: questo è stato fatto per illustrare più semplicemente i problemi sperimentali da affrontare, mentre nei codici utilizzati la conversione è sempre effettuata con la formula relativistica. Ad ogni modo, per valori di $K_n < 1$ MeV la differenza tra la trattazione classica o relativistica è trascurabile per le incertezze che si vogliono raggiungere in questo studio.

Capitolo 3

Analisi dei risultati delle simulazioni

3.1 Resampling

Attraverso il procedimento spiegato nei capitoli precedenti, dalle simulazioni MC della produzione e del trasporto nel tubo a vuoto dei neutroni, si ottiene, come risultato principale, la distribuzione dei tempi di moderazione t_{mod} in funzione dell'energia cinetica del neutrone K_n .

Come anticipato nel paragrafo 2.2.1, i neutroni prodotti dal target di *spallazione* sono registrati allo *scoring plane*. Se si osserva la distribuzione spaziale prodotta dalle simulazioni, in particolare la distribuzione di t_z in funzione dell'energia del neutrone (come mostrato in Figura 3.1), si può notare come la produzione dei neutroni sia praticamente isotropa. Questo fatto è molto importante e permette di fornire una soluzione al problema del tempo di generazione del fascio di protoni.

Osservando la stessa Figura 3.1, si può notare come l'assunzione di isotropia non possa essere pienamente accettata per alte energie, superiori al GeV; la trattazione spiegata successivamente non è quindi stata applicata a tali valori.

Fatta questa precisazione, ogni evento registrato allo *scoring plane*, può essere quindi ricampionato, con la stessa energia e posizione, ma con una

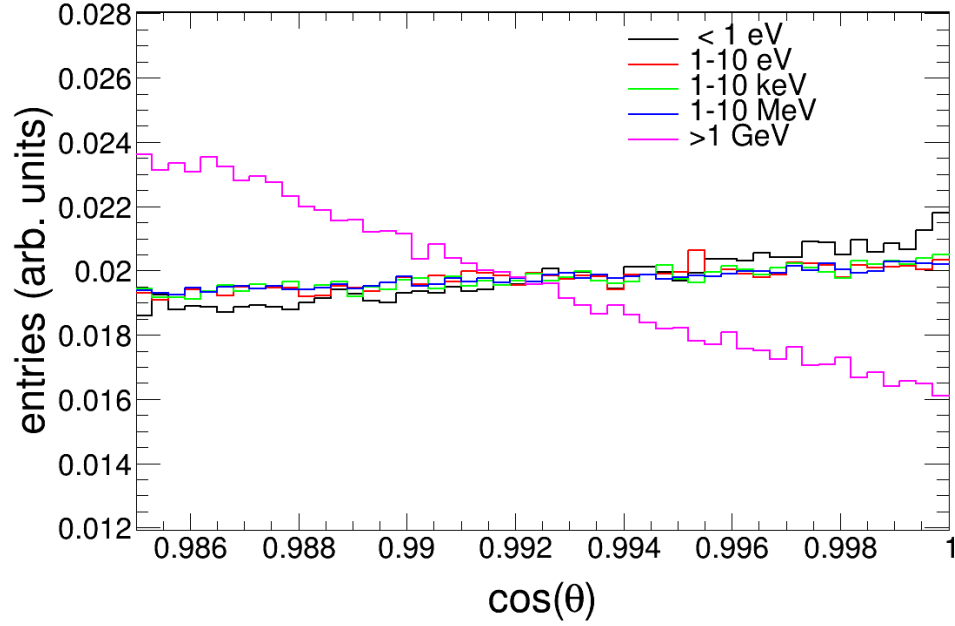


Figura 3.1: Distribuzione di t_z allo *scoring plane*.

direzione casuale, entro un angolo di taglio θ_{cut} . Sia il numero di ricampionamento che θ_{cut} sono opportunamente scelti, il primo al fine di avere una statistica ragionevole, il secondo al fine di permettere il passaggio dei neutroni prodotti attraverso i collimatori verso il bersaglio di rilevazione.

Con queste premesse viene quindi "simulata geometricamente", con un programma ad hoc scritto in linguaggio "root" (CERN), la propagazione lungo il tubo a vuoto verso la sala sperimentale[8] e infine vengono confrontati i risultati teorici con quelli sperimentali.

Sono stati analizzati i risultati provenienti da simulazioni che utilizzano codici diversi e implementano in modi differenti la geometria del sistema. Questo perchè non è possibile realizzare in un codice di simulazione MC una replica esatta della geometria di un oggetto; ciascun gruppo si è fermato ad un diverso livello di dettagli. Questo è comunque un aspetto importante poichè, in questo modo, possiamo valutare l'incidenza dei dettagli geometrici sulla conversione *TOF-Energia* e sulla funzione di risoluzione. Le simulazioni in esame in questa tesi sono 3:

- La prima utilizza il codice di simulazione Fluka, (indicata nei grafici

con Fluka); questa effettua un solo ricampionamento con angolo $\theta = 2^\circ$;

- La seconda utilizza il codice di simulazione GEANT4 e si riferisce ai risultati del lavoro del gruppo n_TOF di Bologna (indicata con Geant simpl.geom.); sono disponibili i dati a due angoli di ricampionamento $\theta = 2^\circ - 4^\circ$;
- La terza utilizza sempre GEANT4 ma riferita ai risultati del lavoro del gruppo n_TOF di Siviglia (indicata con Geant full geom.); gli angoli di ricampionamento sono tre: $\theta = 2^\circ - 4^\circ - 5^\circ$.

Sono stati adottati diversi angoli di ricampionamento per osservare se vi fossero delle differenze nel trasporto verso la sala sperimentale, verificando però che esso non incide sulla simulazione.

3.2 Utilizzo e confronto della distanza equivalente

La forte dipendenza di t_{mod} dall'energia nel neutrone viene risolta utilizzando, attraverso il cambio di variabili descritto nel paragrafo 2.1, la distanza equivalente λ . Ovviamente, i grafici ricavati dalle simulazioni mostrano l'andamento del tempo di moderazione in funzione di tutto il range energetico ricoperto dal *set up* sperimentale (come si può vedere dalla Figura 2.1).

Quello che ci interessa maggiormente, invece, è poter effettuare una valutazione dei valori del tempo di moderazione (nonchè della distanza equivalente) suddivisa per particolari intervalli energetici. A tale scopo, si utilizza un programma (scritto in codice C++) che suddivide l'intero *range* energetico in intervalli prestabiliti ed infine stampa un grafico della funzione di risoluzione in funzione del t_{mod} per ogni intervallo. Lo stesso programma, infine, opera il cambio di variabile $\lambda = vt_{mod}$, restituendo i grafici riportati in Figura 3.2.

Come si può notare, le distribuzioni ottenute per le tre collaborazioni disponibili sono perfettamente sovrapponibili. Si osserva una piccola differenza nelle distribuzioni nella regione del termico: questa è dovuta al fatto

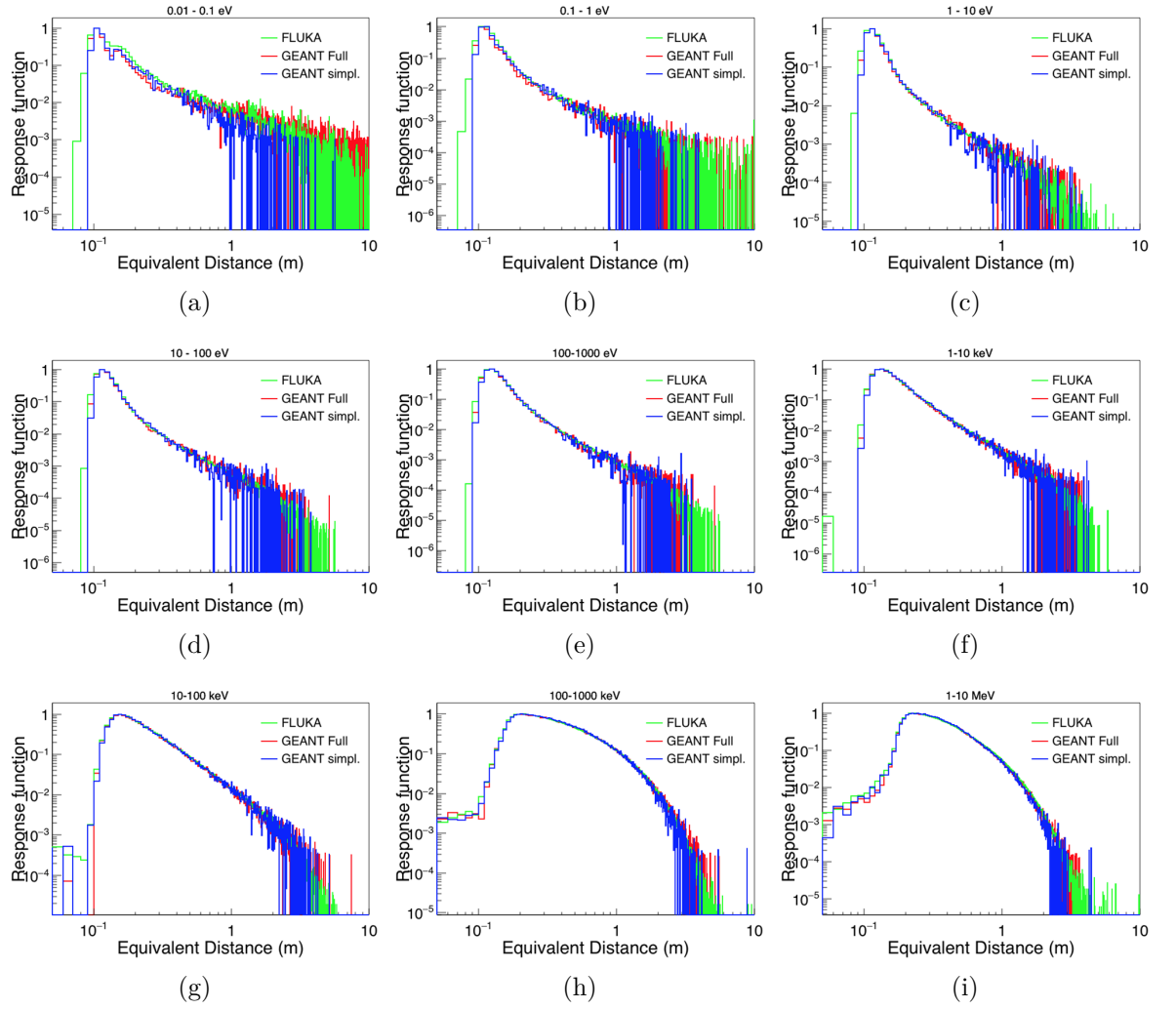


Figura 3.2: Confronto delle distribuzioni di λ per particolari intervalli energetici.

che la geometria del *set up* sperimentale è realizzata in maniera differente dalle tre collaborazioni. In particolare, la simulazione di Siviglia utilizza una geometria più dettagliata rispetto a quella di Bologna.

La funzione di risoluzione ha effetti sull'analisi delle risonanze, e per questo deve essere conosciuta con molta precisione. Bisogna ricordare che il processo casuale di moderazione causa un allargamento della distribuzione energetica dei neutroni. Tale allargamento ha effetti nella forma delle risonanze nella misura delle sezioni d'urto e deve essere tenuto in considerazione.

In figura 3.3 si può osservare, appunto, l'effetto della funzione di risoluzione nelle risonanze per le reazioni di cattura $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ e $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$.

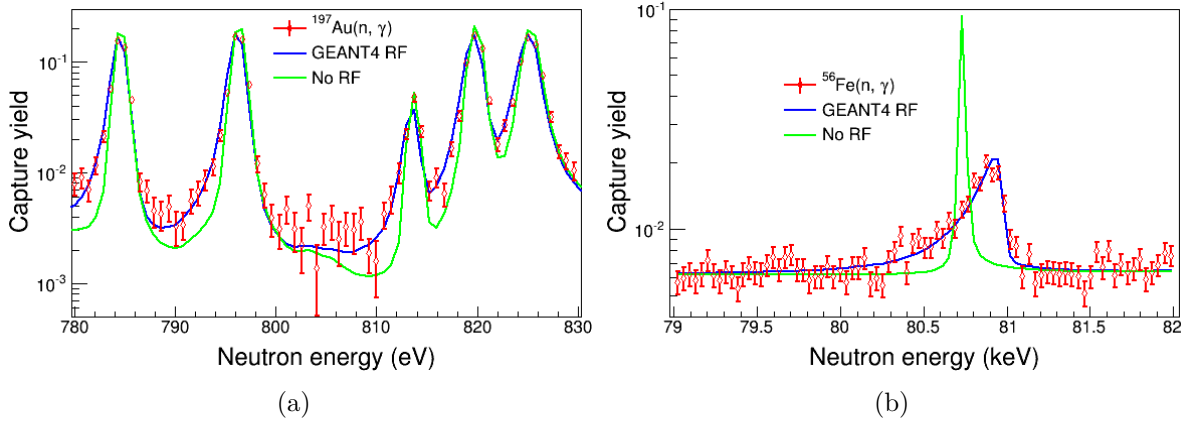


Figura 3.3: Confronto tra le risonanze misurate e simulate per le reazioni $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ e $^{56}\text{Fe}(n, \gamma)$.

La curva verde rappresenta la sezione d'urto ottenuta senza considerare la funzione di risoluzione; i punti rossi, invece, rappresentano i dati osservati sperimentalmente; la curva blu, infine, mostra la convoluzione della sezione d'urto con la funzione di risoluzione. È immediato verificare come quest'ultima curva sia in accordo coi dati sperimentali, a differenza di quella che non considera la funzione di risoluzione (aspetto molto evidente soprattutto nella Figura 3.3(b)). Questo permette di confermare l'accuratezza della simulazione della distanza equivalente e, di conseguenza, della funzione di risoluzione. Dalla stessa analisi si evince la grande importanza che riveste la funzione di

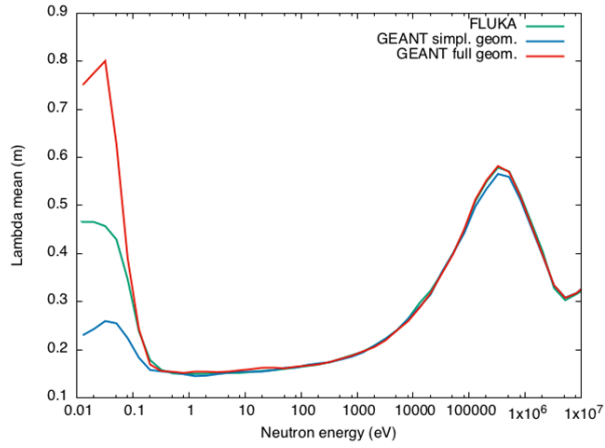
risoluzione nello studio delle reazioni in esame: senza di essa, il confronto coi dati sperimentali non sarebbe accettabile.

3.3 Confronti statistici

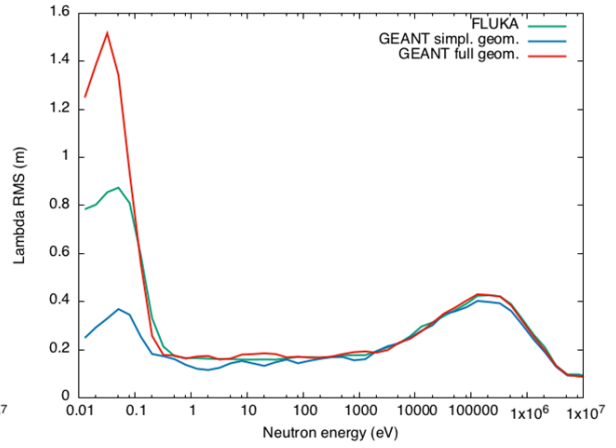
Per uno studio più approfondito dell'esperimento in esame, si è deciso di analizzare le distribuzioni da un punto di vista statistico, studiando alcuni parametri importanti quali:

- Media della distribuzione
- Root Mean Square (RMS)
- Full Width at Half Maximum (FWHM)
- Full Width at Tenth of Maximum (FWTM).

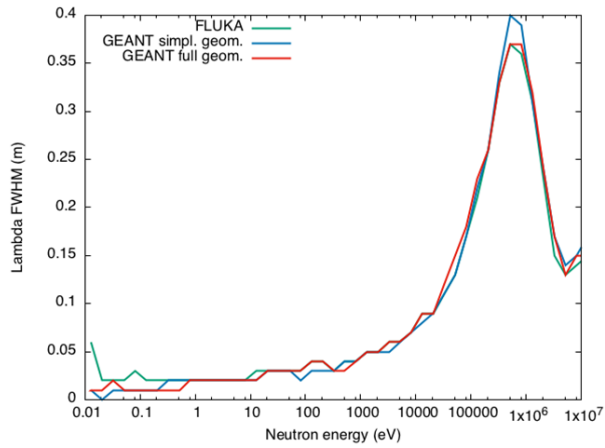
Dalla Figura 3.4(a) e dalla Figura 3.4(b) si può notare una discrepanza delle distribuzioni a basse energie, in particolare nella regione del termico. Questa differenza è in perfetto accordo con quanto evidenziato nel paragrafo 3.2: le tre collaborazioni realizzano diversamente la geometria del *set up* sperimentale, e questo influenza la distribuzione della funzione di risoluzione nella regione termica. Questa diversità non si riscontra, ovviamente, negli altri parametri statistici in quanto essi non dipendono dall'intera distribuzione. Al di fuori della regione termica, invece, le distribuzioni sono perfettamente sovrapponibili.



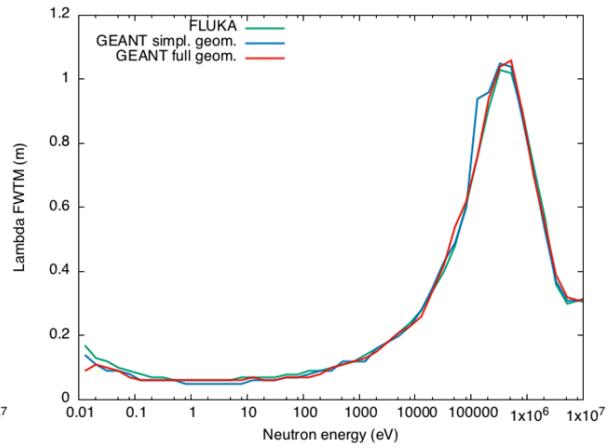
(a) Distribuzione della media



(b) Distribuzione della RMS



(c) Distribuzione FWHM



(d) Distribuzione FWTM

Figura 3.4: Distribuzione dei parametri statistici di λ nelle tre collaborazioni.

Conclusione

I risultati dell'indagine sullo studio delle reazioni indotte dai neutroni possono essere utilizzati in diversi ambiti. L'apparato sperimentale descritto in questa tesi consente di produrre un fascio neutronico in un ampio spettro energetico: questa caratteristica rappresenta uno dei punti di forza più importanti della *facility*.

Un altro grande vantaggio di n_TOF è dato dalla possibilità di avere tre collaborazioni che, in modi indipendenti, compiono differenti simulazioni utilizzando codici diversi. In questo modo è possibile confrontare tra loro i risultati, anche da un punto di vista statistico.

I risultati riportati nel Capitolo 3 confermano una sostanziale uguaglianza tra le tre collaborazioni in esame per quanto riguarda la funzione di risoluzione in funzione della distanza equivalente λ . Il problema evidenziato nel *range* del termico è stato approfondito per trovarne la causa, che è risultata essere la differenza con cui viene realizzata la geometria del sistema nei codici di simulazione.

I grafici che riportano i confronti statistici nel paragrafo 3.3 confermano che le uniche differenze si hanno nel *range* del termico, dovuti a quanto detto precedentemente. La soluzione per il problema sarà data da una migliore implementazione della geometria nel codice di simulazione da parte della collaborazione di Bologna.

I risultati delle simulazioni (ad eccezione di quanto detto precedentemente) sono in accordo fra loro ed utilizzabili per una trattazione più completa delle reazioni indotte dai neutroni. In particolare abbiamo analizzato l'effetto che ha la funzione di risoluzione nella valutazione delle risonanze (vedi paragrafo 3.2): questo aspetto da un lato spiega perchè sia importante cono-

scere tale distribuzione con una grande precisione; dall'altro, la conferma con i dati sperimentali convalida l'accuratezza delle simulazioni MC utilizzate.

Bibliografia

- [1] C. Massimi et al. Resonance neutron-capture cross sections of stable magnesium isotopes and their astrophysical implications. *Phys. Rev. C*, 85:044615, Apr 2012.
- [2] A. M. Lane and R. G. Thomas. R-matrix theory of nuclear reactions. *Rev. Mod. Phys.*, 30:257–353, Apr 1958.
- [3] W. Mondelaers and P. Schillebeeckx. GELINA, a neutron time-of-flight facility for neutron data measurements. *Notiziario*, 2006.
- [4] C. Coceva, R. Simonini, and D.K. Olsen. Calculation of the ORELA neutron moderator spectrum and resolution function. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 211(2):459 – 467, 1983.
- [5] <https://neutrons.ornl.gov/sns>.
- [6] <https://ntof-exp.web.cern.ch/ntof-exp/>.
- [7] P. Schillebeeckx, B. Becker, Y. Danon, K. Guber, H. Harada, J. Heyse, A.R. Junghans, S. Kopecky, C. Massimi, M.C. Moxon, N. Otuka, I. Sirakov, and K. Volev. Special Issue on Nuclear Reaction Data Determination of Resonance Parameters and their Covariances from Neutron Induced Reaction Cross Section Data. *Nuclear Data Sheets*, 113(12):3054 – 3100, 2012.
- [8] C. Guerrero, A. Tsinganis, and E. Berthoumieux. Performance of the neutron time-of-flight facility n_TOF at CERN. *The European Physical Journal A*, 49(2):1–15, 2013.

- [9] H.J. Groenewold and H. Groendijk. Non-thermal neutron cascade. *Physica*, 13(1):141 – 152, 1947.
- [10] Susumu Ikeda and John M. Carpenter. Wide-energy-range, high-resolution measurements of neutron pulse shapes of polyethylene moderators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 239(3):536 – 544, 1985.
- [11] Alfredo Ferrari, Paola R. Sala, Alberto Fasso, and Johannes Ranft. FLUKA: A multi-particle transport code (Program version 2005). 2005.
- [12] S. Lo Meo, M. A. Cortés-Giraldo, C. Massimi, et al. GEANT4 simulations of the n_TOF spallation source and their benchmarking. *The European Physical Journal A*, 51(12):1–10, 2015.
- [13] B. Andersson, G. Gustafson, and B. Nilsson-Almqvist. A model for low-pt hadronic reactions with generalizations to hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions. *Nuclear Physics B*, 281(1):289 – 309, 1987.
- [14] D. Mancusi, A. Boudard, J. Cugnon, J. David, P. Kaitaniemi, and S. Leray. Extension of the liège intranuclear-cascade model to reactions induced by light nuclei. *Phys. Rev. C*, 90:054602, Nov 2014.